Ergänzungen zu meinem magnetischen Reisetheodolith behufs unabhängiger absoluter Messungen der Horizontalintensität.

Von

H. Wild.

Der magnetische Reisetheodolith, den ich unter dem Titel: „Theodolith für magnetische Landesaufnahmen" in dieser Zeitschrift [1]) beschrieben habe, gestattet, unmittelbare absolute Messungen bloss für die Inklination und Deklination, einschliesslich der astronomischen Beobachtungen für die Azimutbestimmungen der Miren bei der letztern, anzustellen, dagegen setzte er für die Bestimmung der absoluten Horizontalintensität die Ermittelung gewisser Konstanten des Instrumentes durch Vergleichung seiner Angaben mit den eigentlich absoluten Intensitäts-Messungen in einem magnetischen Observatorium voraus. Da für die befriedigende Durchführung einer magnetischen Landesaufnahme so wie so die Möglichkeit der Beziehung auf ein nicht viel über $2\,{}^1\!/_2{}^0$ in Länge und Breite entferntes magnetisches Observatorium mit Registrierinstrumenten gefordert wird [2]), so hat die fragliche Konstanten-Bestimmung des Reise-Theodolithes durch eine Beobachtungsserie mittelst desselben in dem betreffenden magnetischen Observatorium keine Schwierigkeit, ja sie wird, gestützt auf die genaueren und umfassenderen bezüglichen Untersuchungen der Normal-Instrumente für absolute Intensitätsmessungen im ständigen Observatorium, jedenfalls sicherere Werte jener Konstanten liefern können, als direkte Ermittelungen der letztern mit dem für Reisen bestimmten, einfachern Instrument.

---

[1]) Vierteljahrsschrift der naturf. Gesellschaft in Zürich 1896, Jubelband, 2. Teil, S. 149.

[2]) Siehe S. 25 der erwähnten Abhandlung.

Es ist nun aber mehrfach der Wunsch geäussert worden, mit dem obigen Reise-Theodolith, welcher die absolute Deklination und Inklination ohne weiteres bis auf $\pm 20''$ genau zu messen erlaubt, auch die absolute Horizontal-Intensität bis zu $\pm 0{,}0002$ ihres Betrages direkt, d. h. ohne Anlehnung an ein anderes Instrument sicher ermitteln zu können. Diesem Wunsch kann offenbar durch Ergänzungen zum fraglichen Instrument in verschiedener Weise genügt werden. Ich will hier ein Verfahren beschreiben, welches in der einfachsten Weise und ohne Aufgeben des Prinzipes, dass der Hauptmagnet sowohl bei den Schwingungs- als Ablenkungs-Beobachtungen stets im Gehäuse verbleibe und zugleich auch zu den Deklinationsmessungen dienen könne, den vorstehenden Zweck erreichen lässt.

In der Formel zur Berechnung der Horizontal-Intensität H aus den Beobachtungen am Theodolith, nämlich:

$$H = \frac{B}{T\sqrt{\sin v}}\left[1 + (\mu + 2\sigma)\frac{t}{2} - (\mu + 3m)\frac{\tau}{2} - \nu(1 + \sin v)\frac{H}{2} - A\right], \quad (1)$$

wo abkürzend gesetzt wurde:

$$\begin{aligned} A &= 0{,}0000463\,\frac{\varDelta}{2} + 0{,}0000231\,\frac{s}{2} - 0{,}0000381\,\frac{\alpha^2}{2}, \\ B &= \sqrt{\frac{2\pi N_0}{E_0{}^3}\left(1 + \frac{p+r}{E^2} + \frac{q}{E^4}\right)}, \end{aligned} \quad (2)$$

werden bei jeder Messung unmittelbar bloss beobachtet die Schwingungsdauer T des Hauptmagnets, die Ablenkung v des Hülfsmagnets durch den ersteren aus dem magnetischen Meridian, die Mittel-Temperatur t des Hauptmagnets und das Mittel der Anfangs- und End-Amplitude α (in Graden) bei den Schwingungsbeobachtungen, sowie die Ablenkung $\varDelta$ (in Minuten) desselben aus dem magnetischen Meridian durch eine Drehung des oberen Endes des Suspensionsfadens um 360^0, ferner der tägliche Gang s des benutzten Chronometers (in Sekunden, + bei dadurch beschleunigtem Zurückgehen des Chronometers), endlich die Mittel-Temperatur τ des Hauptmagnets bei den Messungen der Ablenkungen des Hülfsmagnets durch ihn.

Die Grössen μ Temperaturkoefficient und ν Induktionskoefficient des Hauptmagnets, σ und m lineare Ausdehnungskoefficienten des Stahls resp. des Messings, sowie die in dem Ausdruck für B enthaltenen Grössen pflegt man ihrer Konstanz halber nur von Zeit zu Zeit durch besondere Untersuchungen zu ermitteln.

Macht man zu dem Ende z. B. nacheinander zwei vollständige Intensitäts-Messungen mit dem Theodolithen bei möglichst, etwa um 10^0, verschiedenen Temperaturen, so ergiebt sich, die Konstanz der Horizontal-Intensität und des magnetischen Moments des Hauptmagnets während dieser Zeit vorausgesetzt, aus den bei den Temperaturen t_1 und t_2 beobachteten Schwingungsdauern T_1 und T_2:

$$\mu + 2\,\sigma = \frac{1}{t_1 - t_2} \cdot \frac{T_1^2 - T_2^2}{T_2^2}, \qquad (3)$$

wenn auch die Grössen $\varDelta$, s und α bei den beiden Beobachtungen dieselben geblieben sind. Und aus den bei den Temperaturen τ_1 und τ_2 gemessenen Ablenkungen v_1 und v_2 folgt:

$$\mu + 3\,m = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \cdot \frac{\sin v_1 - \sin v_2}{\sin v_2}. \qquad (4)$$

Da nun jedenfalls genau genug:

$$\sigma = 0{,}0000124 \text{ und } m = 0{,}0000180$$

zu setzen ist, so erhalten wir zwei zu vergleichende Werte von μ, welche jedenfalls bis auf $\pm$ 0,0001 übereinstimmen sollten.

Um der Erfüllung der beiden Bedingungen unveränderter Horizontal-Intensität und magnetischen Moments sicherer zu sein, empfiehlt es sich, etwa zwei Beobachtungen bei niederer Temperatur mit einer zwischen liegenden und nachfolgenden bei höherer Temperatur zu machen und das Mittel je zweier bei der einen Temperatur mit der zwischen liegenden bei der andern Temperatur zu kombinieren. Die gewöhnlich in einem Sinne fortgehende Veränderung des magnetischen Moments wird so nahezu eliminiert und dasselbe ist, von magnetischen Störungen abgesehen, betreffend der Horizontal-Intensität der Fall, wenn man im auf- oder absteigenden Ast der Tagesperiode derselben, also um die Zeit von 8 Uhr Vm. oder 3 Uhr Nm. beobachtet.

Der Induktionskoefficient ν des Hauptmagnets wird am einfachsten und mit ganz genügender Schärfe nach der Lamontschen Methode bestimmt, wofür allerdings ein Ergänzungsstück zum Theodolith nötig ist, nämlich ein statt des grossen Magnetgehäuses auf die Axen-Röhren T oder R des Ringes mit den Fernröhren aufzuschiebender Querarm von ähnlicher Gestalt, wie er in meiner Abhandlung: Neuer magnetischer Unifilar-Theodolith[1]) S. 20 und 21 beschrieben ist. Das Rohr, welches möglichst gut passend auf die eine oder andere Ringaxe aufzuschieben und nach erfolgter Justierung zu klemmen ist, trägt am äussern Ende in 200 mm Entfernung vom Kreiscentrum eine zweite, 10 mm weite (Dicke des cylindrischen Hauptmagnets) Röhre von 200 mm Länge, welche mit ihrer Mitte an jener so angelötet ist, dass die Axen beider genau senkrecht aufeinander stehen. In dieselbe lässt sich der aus seiner Fassung herausgenommene Hauptmagnet am einen und andern Ende genau bis zu seiner markierten Mitte einschieben und dann festklemmen, so dass er mit dieser von der Horizontalaxe des Apparates und damit auch von der Horizontalen durch die Mitte des Hülfsmagnets mit seinem Gehäuse im Centrum des Instruments um 100 mm absteht. Bei den Beobachtungen der Ablenkungen, welche der in diese Röhre eingeführte Hauptmagnet in den bekannten acht Hauptstellungen am Hülfsmagnet bewirkt, soll derselbe resp. diese Röhre jeweilen genau vertikal stehen. Diese Justierung der Rohrstellung lässt sich sehr einfach in folgender Weise ausführen. Ehe man das Gehäuse mit dem Hülfsmagnet im Centrum aufsetzt, richtet man, nach Fortnahme von Fernrohr und Gegengewicht am Ring, das excentrische Fernrohr, dessen optische Axe derjenigen des erstern parallel sein soll, auf einen nicht zu fernen Gegenstand mit Marke im Horizont, was nach vorheriger Nivellierung des Instruments am Vertikalkreis zu erkennen ist. Darauf dreht man nach den Ablesungen am Vertikalkreis den Ring um die Horizontalaxe genau um 90° um und bewegt die auf ihrem Zapfen aufgeschobene excentrische Röhre so lange um diesen, bis man denselben Gegenstand mit seiner Marke im Horizont, durch sie als Visier hindurchsehend, genau in der Mitte des Gesichtsfeldes sieht, und klemmt sodann die Röhre. Zwei in die Röhre an ihren Enden einzuschiebende Hülsen, von denen die eine eine Blende mit centraler Oeffnung und die andere ein Fadenkreuz trägt, können das Visieren erleichtern. Bringt man schliesslich den Ring mit Fernrohr nach dem Vertikalkreis wieder in die frühere horizontale Lage zurück,

[1]) Mémoires de l'Acad. Imp. des sciences de St. Petersbourg VII^{e} série T. XXXVI No. 1. 1887.

so wird der Querarm zur Aufnahme des ablenkenden Hauptmagnets genau vertikal stehen.

Heissen wir φ_1 das Mittel der beobachteten Ablenkungswinkel am Hülfsmagnet bei allen Lagen, wo der Nordpol des Hauptmagnets in seinem Halter nach oben gekehrt war, und φ_2 die entsprechende Grösse bei allen Lagen, wo der Nordpol des Hauptmagnets nach unten gewendet war, so berechnet sich daraus der Induktionskoefficient v nach der Formel:

$$v = \frac{1}{Z} \cdot \frac{\operatorname{tang} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}}{\operatorname{tang} \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2}} \tag{5}$$

wo Z die Vertikal-Intensität des Erdmagnetismus zur Zeit dieser Beobachtungen bedeutet und vorausgesetzt ist, dass sich während der Dauer der letzteren die Temperatur des Magnets, sowie die drei Elemente des Erdmagnetismus nicht erheblich geändert haben. Eine mehrmalige Wiederholung der Messungen ist daher zur Elimination dieser Fehlerquellen aus dem mittleren Endresultat zu empfehlen.

Misslich ist es, dass man zu dieser Bestimmung von v den Hauptmagnet aus seiner Fassung und aus seinem Gehäuse herausnehmen muss. Ersteres kann eine Veränderung des Trägheitsmomentes N_0 zur Folge haben und der letztere Umstand erschwert sehr die Erhaltung der Konstanz und Bestimmung der Temperatur des Magnets. Es giebt nun allerdings eine Methode [1]), welche die Ermittelung des Induktionskoefficienten ohne Entfernung des Magnets aus seinem Gehäuse und seiner Fassung gestattet, indem man wie bei den gewöhnlichen Ablenkungsbeobachtungen mit dem Hauptmagnet unter Aufsteckung seines Gehäuses an den Enden der Horizontalaxe ihn nicht auf den unifilar aufgehängten Hülfsmagnet im centralen Gehäuse, sondern auf einen andern daselbst bifilar aufgehängten Hülfsmagnet ablenkend einwirken lässt, der in seinem Gehäuse durch Torsion der oberen Suspension jeweilen senkrecht zum magnetischen Meridian gestellt wird, während die Horizontalaxe mit dem Hauptmagnet in seinem Gehäuse parallel

[1]) Siehe: H. Wild, Verbesserte Konstruktionen magnetischer Unifilar-Theodolithe S. 7. Mém. de l'Acad. Imp. des sc. de St. Petersbourg VIII^e série. Vol. III. No. 7. 1896.

zum magnetischen Meridian orientiert ist. Diese Methode erheischt also ein drittes Magnetgehäuse mit besonderem Hülfsmagnet und einem Torsionskreis mit bis auf 20″ genauer Winkelmessung, würde also das Instrument sehr erheblich komplizieren und verteuern, so dass ich von ihrer Anwendung beim Reisetheodolith glaubte abstrahieren zu müssen.

Von den in der Konstante B enthaltenen Grössen wird das Trägheitsmoment N_0 bei 0° des Hauptmagnets mit seiner Fassung gewöhnlich in der Art bestimmt, dass man neben seiner Schwingungsdauer T noch eine zweite T_1 bestimmt, bei welcher ein unmagnetischer Körper von bekanntem Trägheitsmoment R_0 mit ihm fest verbunden ist. Zu dem Ende wäre bei unserem Instrument am besten ein genau gearbeiteter Messing-Cylinder ungefähr von gleichen Dimensionen wie der Magnet vermittelst einer in seiner Längsmitte vorstehenden Schraube von unten in eine betreffende Bohrung der Magnetfassung einzuschrauben, so dass die Längsaxen beider Cylinder parallel sind. Das Trägheitsmoment des Hauptmagnets wird dann aus den beiden Schwingungsdauern, die je für sich auf richtige Sekunden, kleine Amplituden und torsionslose Aufhängung, wie angegeben, reduziert vorausgesetzt sind, nach der Formel:

$$N_0 = \frac{R_0\,[1 + 2\,(m - \sigma)\,t_1]}{\frac{T_1^2}{T^2}\,[1 - (\mu + 2\,\sigma)\,(t_1 - t)] - 1} \tag{6}$$

berechnet, wo m, σ und μ die frühere Bedeutung haben und t die Temperatur bei den Schwingungen des Magnets in unbelastetem, t_1 diejenige bei den Schwingungen in belastetem Zustande darstellen und wieder angenommen ist, dass die Horizontal-Intensität H während der Dauer der Versuche dieselbe geblieben sei. Das Trägheitsmoment R_0 aber des Messingcylinders ist aus seiner Masse Q, seiner Länge L_0^1 und seinem Durchmesser D_0^1 bei 0° nach der Formel:

$$R_0 = \frac{Q}{12}\left(L_0^{1\,2} + \frac{3}{4}\,D_0^{1\,2}\right) \tag{7}$$

zu berechnen. Soll N_0 mit der erforderlichen Genauigkeit bei so kleiner Belastung des Magnets bestimmt werden, so müssen hier die Schwingungsdauern T und T_1 mit doppelt so grosser Genauigkeit als bei den einfachen Intensitätsmessungen gemessen werden.

Dagegen genügt es, die Masse Q bis auf 0,0002, die Länge L^1 bis auf 0,0001 und die Dicke D^1 bis auf 0,0033 ihres Betrages sicher zu bestimmen, also sind, wenn $Q = 32$ g, $L^1 = 10$ cm und $D^1 = 1$ cm ist, die erforderlichen Genauigkeitsgrenzen, resp. 6,4 mg, 0,01 mm und 0,03 mm. Das kleine Trägheitsmoment r_0 des Schraubenstiftes am Messingcylinder ist aus seiner Masse q und seinem Durchmesser d_0^1 nach der Formel: $r_0 = q\,\frac{d_0^{1\,2}}{8}$ zu berechnen und dem Werte R_0 beizufügen.

Um die Entfernung E_0 der Mittelpunkte beider Magnete bei den Ablenkungsbeobachtungen messen zu können, ist nur eine geringe Aenderung am Instrument erforderlich. An den seitlichen Rohransätzen m und n des grossen Magnetgehäuses werden auf der obern Seite Oeffnungen von ungefähr 10 mm ins Gevierte eingeschnitten, deren eine, etwa gegen den Beobachter am Fernrohr hin liegende Kante nach innen zugeschärft und mit einem feinen Teilstrich versehen ist. Man merkt sich nach Aufschieben des Gehäuses auf das eine und andere Ende der Horizontalaxe des Ringes bis zum Anschlag an die innere Glasplatte, ganz wie dies bei den Ablenkungsbeobachtungen zu geschehen pflegt, die Stelle auf dem Axenrohr an, auf welche der fragliche Teilstrich weist, und bringt alsdann dort beiderseits von dieser Marke eine feine Teilung in 0,1 mm etwa von $^1/_2$ mm Länge an. Nach erfolgter Fixierung des Gehäuses bei den Ablenkungsbeobachtungen kann man mittelst einer starken Lupe jeweilen den Stand des Striches am Gehäuse-Rohr an der fraglichen Teilung auf dem Axen-Rohr leicht bis auf 0,02 mm sicher ablesen, was genügend ist. Es bleibt nur übrig, auf einer Teilmaschine oder einem Komparator die Entfernung a der beiden Marken auf den Gehäuse-Ansätzen und die Entfernung b der Nullpunkte der Teilungen auf den Axen-Röhren — sie sollen vom Beobachter aus beide am linken Ende derselben liegen — zu messen, so ist die gesuchte Entfernung E_0 offenbar gegeben durch:

$$E_0 = \frac{1}{2}(a + b) + \frac{1}{2}(r + r') - \frac{1}{2}(l + l'),$$

wo r und r' die Ablesungen an der Rohrteilung in beiden Lagen des Magnetgehäuses, wenn es rechts, und l und l' die entsprechenden Ablesungen an der Rohrteilung, wenn es links von der Mitte aus aufgesetzt ist.

Schliesslich haben wir noch die Ermittelung der sogen. Ablenkungs-Konstanten $p+r$ und q zu besprechen. Wie ich schon S. 21 der Beschreibung des Theodolithen und ausführlicher S. 8 der Abhandlung über den ersten Reise-Theodolithen [1]) auseinandergesetzt habe, können wir zunächst die Konstante r, welche von der Verteilung des Magnetismus im Querschnitt der beiden Magnete abhängt, durch eine passende Wahl des Verhältnisses ihrer Durchmesser, D des Hauptmagnets und d des Hülfsmagnets, verschwinden machen. Es wird nämlich:

$$r = 0, \text{ wenn } d = 0{,}817 \,.\, D. \tag{8}$$

Sodann lässt sich durch ein bestimmtes Verhältnis der Länge der beiden Magnete erzielen, dass:

$$\frac{p}{E^2} + \frac{q}{E^4} = 0 \tag{9}$$

wird. Bezeichnen wir nämlich mit C das Verhältnis der Distanz der für Fernwirkungen anzunehmenden Pole im Magnet zu dessen ganzer Länge und setzen abkürzend für den Hauptmagnet von der Länge L:

$$\frac{C}{2} L = F,$$

und für den Hülfsmagnet von der Länge l:

$$\frac{c}{2} l = f,$$

wo also c eine entsprechende Bedeutung wie C hat, aber nicht notwendig gleich C sein wird, so ist nach Lamont:

$$\begin{cases} p = 2\,F^2 - 3\,f^2, \\ q = 3\,F^4 - 15\,F^2 f^2 + \frac{45}{8} f^4. \end{cases} \tag{10}$$

Setzen wir der Kürze halber:

$$\frac{f}{F} = Y \text{ und } \frac{F}{E} = Z,$$

so geht die Gleichung (9) über in:

$$\frac{45}{8} Y^4 Z^4 - Y^2 (15\,Z^4 + 3\,Z^2) + 3\,Z^4 + 2\,Z^2 = 0, \tag{11}$$

woraus zur Berechnung von Y oder also des Längenverhältnisses der Magnete, welches dieser Gleichung Genüge thut, folgt:

$$Y^2 = \frac{4}{3}\left(1 + \frac{1}{5\,Z^2}\right) \pm \sqrt{\left[\frac{4}{3}\left(1 + \frac{1}{5\,Z^2}\right)\right]^2 - \frac{8}{15}\left(1 + \frac{2}{3\,Z^2}\right)} \tag{12}$$

[1]) Repertorium für Meteorologie Bd. XVII, Nr. 13, 1894.

Nun ist:

$$Z = \frac{C}{2} \frac{L}{E},$$

und folglich bei unserm Instrument, wo $L = 5$ und $E = 20$ cm sind, für $C = 0,875$:

$$Z = \frac{0,875}{8}.$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung (12) ein und wählen das negative Zeichen vor der Wurzelgrösse, so kommt:

$$Y^2 = 0,650 \text{ oder } Y = 0,806$$

und somit:

$$\frac{l}{L} = 0,806 \cdot \frac{C}{c}. \tag{13}$$

Angenommen, es sei $c = C$, so muss also zur Erfüllung der Bedingung (9) sein:

$$l = 0,806 \cdot L. \tag{14}$$

Die Glieder mit den Ablenkungskonstanten verschwinden demnach in unserem Fall, wo $L = 5$ cm und $D = 1$ cm ist, ganz, wenn der Hülfsmagnet die Dimensionen erhält:

$$l = 4,03 \text{ cm.} \qquad d = 0,82 \text{ cm.}$$

Nun ist aber die Verhältniszahl C durchaus keine konstante Grösse für alle Magnete, sondern schwankt z. B. bei cylindrischen massiven Magneten aus hartem Wolfram-Stahl von 0,85 bis 0,90, so dass allgemeiner:

$$C = 0,875 \pm 0,025$$

zu setzen ist. Die Grösse Z in Gleichung 12 würde für diese beiden Grenzen die Werte:

$$Z = \frac{0,85}{8} - \frac{0,90}{8}$$

annehmen und wenn man diese statt des obigen mittleren Wertes dort einsetzt, so erhält man für A nur sehr wenig von 0,806 verschiedene Werte (um Einheiten in der 3. Dezimale) und es wird daher obige Unsicherheit des absoluten Wertes von C die Erfüllung der Bedingung (9) nur um ganz zu vernachlässigende Grössen gefährden.

Wäre dagegen beim grossen und kleinen Magnet C nicht gleich gross, wie wir vorausgesetzt haben, sondern beispielsweise:

$$\frac{C}{c} = \frac{0,875}{0,850}$$

so würde, wenn wir doch $\frac{l}{L} = 0{,}806$ gemacht haben, in Wirklichkeit

$$Y = 0{,}783$$

sein und somit nach Einsetzung dieser Grösse in Gleichung (11) statt 0 der Wert:

$$\frac{p}{E^2} + \frac{q}{E^4} = 0{,}001327$$

erhalten werden, was im Resultat für H nach (1) und (2) einen Fehler: $0{,}000663 \cdot H$ bedingen würde.

Dieser Fehler ist dreimal so gross als der für unsere Intensitätsmessungen zu tolerierende. Es ist nun zwar nicht wahrscheinlich, dass bei unseren beiden Magneten, die gleiche Form und ein nahe gleiches Verhältnis ihrer Längen und ihrer Durchmesser besitzen und aus demselben Stahl angefertigt sind, eine solche Verschiedenheit von c und C, wie oben angenommen, stattfinde, immerhin bleibt bezüglich dieser Glieder eine grössere Unsicherheit bestehen, als wenn man wie üblich die Wahl des Längenverhältnisses der beiden Magnete so trifft, dass bloss $q = 0$ wird und dann p empirisch durch Beobachtung der Ablenkungen v_1 und v_2 in zwei verschiedenen Entfernungen z. B. $E_1 = 20{,}0$ cm und $E_2 = 26{,}5$ cm bestimmt[1]). Man könnte offenbar auch diese Bestimmungsweise der Ablenkungskonstanten beim Reisetheodolith leicht dadurch ermöglichen, dass man für die Herstellung der grösseren Entfernung E_2 der Magnete beiderseits auf die Rohrenden der Horizontalaxe Rohrverlängerungen aufschieben würde, welche auf der innern Hälfte ganz wie die Hülsen am Magnetgehäuse mit Fensterchen, Einstellmarken und Klemmen versehen sind und auf den verjüngten äusseren Hälften, in 2,65 Abstand von jenen Marken, auch wieder eine Teilung in 0,1 mm tragen, auf welche die Marken an den jetzt hier aufgeschobenen Gehäuse-Röhren eingestellt werden. Der Hülfsmagnet würde dann zwar noch dieselbe Dicke, dagegen eine Länge von bloss

$$l = 0{,}467 \cdot L$$

oder also von 2,33 cm erhalten.

---

[1]) Siehe die bezüglichen Erörterungen in der oben citierten Abhandlung: «Neuer magnet. Unifilar-Theodolith», S. 29 u. folg.

Ich glaube indessen aus zwei Gründen, diese Komplikation des Reise-Theodolithen nicht empfehlen zu sollen, nämlich erstlich, weil die Bestimmung der Konstanten p eine sehr delikate ist und daher leicht eine grössere Unsicherheit als die oben angegebene für die Horizontal-Intensität daraus resultieren dürfte, und zweitens, weil die Angaben verschiedener grosser magnetischer Theodolithe, deren Konstanten sorgfältig bestimmt worden sind, erfahrungsgemäss häufig um $0{,}001 \cdot H$ differieren, also die Vergleichung der absoluten Angaben des Reise-Theodoliths mit denen des Normal-Instrumentes eines magnetischen Observatoriums früher oder später doch notwendig erscheint, um die Vergleichbarkeit der damit angestellten Messungen mit anderen zu ermöglichen. Dabei wird sich dann zeigen, inwiefern die Annahme $\frac{C}{c} = 1$ gerechtfertigt war.

Im Vorigen habe ich stets vorausgesetzt, dass dem Beobachter am Reise-Theodolith keine Variationsapparate für die verschiedenen Elemente zur Disposition stehen, auch kein magnetisches Observatorium mit solchen in genügender Nähe sich befinde, um die daselbst registrierten Variationen der magnetischen Elemente zur Reduktion der erwähnten aufeinanderfolgenden Beobachtungen bei Bestimmung der verschiedenen Konstanten auf gleiche Deklination und Horizontal-Intensität verwenden zu können. Ich brauche kaum hinzuzufügen, dass diese Bestimmungen rascher und sicherer auszuführen sind, wenn man dabei über Variations-Instrumente verfügen kann.

Zürich, 5. Juni 1899.